文章编号： 1007-4627(2024) 000000-08

^{6}Li-D 热核反应的聚变三乘积计算

田竣文[1]，李志宏[1]，李云居[1]，李歌星[1]，宋 娜[1]，陈 晨[1]，董 超[1]，李家英豪[1]

（1. 中国原子能科学研究院，北京 102413）

摘要：聚变三乘积（Fusion triple product）是可自持核聚变反应的重要判据，它利用聚变堆中核燃料的原子核数密度 n、等离子体约束时间 τ_E、燃料温度 T 这三个物理量来判断聚变反应堆是否能满足实现自持核聚变的能量平衡条件。本研究探讨了以 ^{6}Li-D 作为核燃料的聚变反应系统，并考虑了相对论效应对轫致辐射的影响以及能量回收效率对能量增益因子 Q 的影响，计算了忽略回旋辐射条件下 ^{6}Li-D 聚变反应系统的聚变三乘积 ($n_i T\tau_E$=4.9×10^{23} m^{-3} · keV · s)。结果表明，^{6}Li-D 可以作为核聚变燃料实现正的能量增益，但其实现自持核聚变的点火条件相对于 D-T 核聚变的点火条件来说更为困难。

关键词：劳森判据；聚变反应；轫致辐射；聚变能量增益因子

中图分类号：O571 **文献标志码：**A **DOI：**10.11804/NuclPhysRev.00.01.00

引言

伴随着社会的进步和工业的发展，人类对能源的需求与日俱增。目前，世界能源消耗总量占比最大的是化石能源。化石燃料在地球上的储量有限，且会引起气候变化、大气污染等环境问题，不能作为长久的产能资源。近些年人类在太阳能、风能等可再生能源的利用上取得了诸多进步，但这些可再生能源能提供的能量占比相对较低，且受到天气或地域等条件限制，只能作为能源的部分补充。为了彻底解决人类的能源危机，能量密度较高的核能逐渐成为人们关注的重点。[1-2]

核能是原子核通过核反应或核衰变等过程释放的能量，这些过程主要包括重核裂变、轻核聚变与原子核衰变。核反应或核衰变释放的总能量与过程发生前后参与反应的原子核的质量差有关。一般地，中等质量原子核的平均结合能较大，重核裂变或轻核聚变在产生中等质量原子核时会亏损一定的质量。这部分质量将转换为能量，并在核过程中被释放出来。根据计算，1 kg 铀燃料完全裂变释放的能量可接近20 000 t 石油燃烧产生的能量，1 kg 氘氚核燃料聚变时产生的能量则与80 000 t 石油储存的能量相当。从这些计算可以看出，核能的能量密度是化石能源的数百万倍，是一种非常巨大的能量资源。

核裂变能的应用早在上世纪 50 年代就已经获得了成功，但这并不代表现已彻底解决人类的能源问题[1-2]。现在世界各国的核裂变电站普遍采用 ^{235}U 作为燃料，但 ^{235}U 在地球上的储量有限。据估计，即使考虑增殖堆，目前已探明储量的 ^{235}U 和 ^{232}Th 也仅够维持人类几百年的能源消耗。此外，裂变核电站产生的长寿命高放射性废物会在相当长的时间内保持较高的活度，因而会引发核废料如何处置的问题。对核废料积累和核事故损害的担忧可能会引起人们对核能应用的政治辩论，抵消裂变能所带来的优势。

1920 年，英国科学家爱丁顿在考虑恒星能量来源时首次提出核聚变反应的概念[3]。自那以后，众多来自世界各国的科学家们都在致力于实现可控核聚变。核聚变能作为能源具有许多优点：（1）核聚变的燃料非常丰富。目前核聚变的燃料一般考虑氘、氚、氦、锂和硼，这些燃料除氚外均在自然界中大量存在且易于获取。（2）核聚变反应非常安全。核聚变反应条件下的等离子体约束一旦形成，任何意外情况都能破坏约束并使得等离子体迅速冷却，从而导致聚变堆在短时间内迅速停止工作。此外，核聚变反应堆的等离子体储能相对较小，需要持续不断的燃料输入。一旦燃料输入中止，聚变堆也会很快停止运行。（3）核聚变能是清洁的能源。核聚变反应的产物普遍不具备放射性或具有较短的半衰期，不会对环境造成任何的危害。（4）核聚变燃料的能量密度更大。地球上1 L 的水中的氘发生聚变反应能产生相当于300 L 汽油燃烧释放的能量[1]。这意味着聚变堆不需要像裂变堆那样储备较多的燃料。正如著名的科学家霍金所说[4]：希望核聚变在本世纪能成为一种实用的能源，为人类提供取之不尽的能源供应，而不会造成环境污染和全球变

收稿日期：2024-03-06； **修改日期：**2024-03-06

基金项目：稳定支持基础科研计划资助; 国家自然科学基金资助项目 (U2267205,12275361)；原子能院战略研究项目 (YZZLYJ-202305)

作者简介：田竣文 (2000–)，男，四川绵阳人，硕士，粒子物理与原子核物理专业；E-mail: 1842952383@qq.com

通信作者：E-mail: zhliciae@163.com

暖。

此前绝大多数聚变反应研究都聚焦于使用氘氚反应 T(d, n)^{4}He 实现可控核聚变[5]。选择这个反应是因为它在较低能量处即可拥有较高的反应截面，这意味着其在较低的温度条件下拥有一个较高的能量产生速率，比较容易达到点火条件。但 T(d, n)^{4}He 反应并非完美无缺：该反应会产生14 MeV 的中子，其不仅会带走约 80% 的反应能，也会导致部分反应堆部件受到中子活化损伤，并可能同结构材料中的某些元素发生反应产生长寿命高放射性废物。此外，氚是放射性核素，其半衰期约为 12 年，在自然界中的丰度极小，价格非常昂贵。尽管可以在聚变堆芯附近使用锂材料来吸收中子，并通过 ^{6}Li(n, t)^{4}He 反应产生氚，但这会导致核心附近和回收系统中存在大量的氚残余从而危及核安全。

早在多年以前，先进燃料的概念便被提出[6]。先进燃料的目标是在自然界找到一种除氘氚以外储量较大的燃料, 它不仅要在低能下具有较高反应截面, 而且还要最大限度地降低反应过程中子生成。在早期研究中，研究者一般都从天体环境中寻找可能的核聚变反应。但这些热核反应的截面普遍较小，难以获得准确的反应截面[7]。在恒星演化过程中，氘和锂因具有较大的反应速率而先于氢开始点火[8-9]，受此提示人们自然会将以氢、氘、锂、硼等元素为燃料的核反应作为研究的重点，例如 D-^{3}He 燃料、D-D 燃料和 p-^{11}B 燃料。伴随着实验技术的发展和核聚变理论的深入，诸多热核反应被重新纳入实现可控核聚变的考虑之中[10-12]。

本文主要关心 ^{6}Li-D 燃料。考虑到其可能发生的热核反应包括 ^{6}Li(d, p)^{7}Li、^{6}Li(d, n)^{7}Be、^{6}Li(d, α)^{4}He、^{6}Li(d, nα)^{3}He 和 ^{6}Li(d, pα)T。其中，只有 ^{6}Li(d, n)^{7}Be 和 ^{6}Li(d, nα)^{3}H 反应产生中子。在同样的温度和密度条件下，它们的中子产额比 D-T 核反应约少两个数量级。低中子通量是 ^{6}Li-D 作为核聚变燃料的优势。本工作调研了这些反应的研究进展，并使用较为准确的截面数据计算了在磁约束条件下 ^{6}Li-D 系列反应的能量平衡条件，给出了 ^{6}Li-D 聚变堆的三乘积。

1　理想点火温度

建造可控核聚变反应堆的核心概念是创造一个没有外部供给能量的自维持稳态聚变系统，这就要求系统至少能平衡聚变产生的能量和辐射损失的能量。对于体积为 V 的等离子体，聚变反应产生的能量功率为：

$$P_{\mathrm{F}} = \sum_{\mathrm{i}} P_{\mathrm{Fi}} = \sum_{\mathrm{i}} n_{\mathrm{Li}} n_{\mathrm{D}} < \sigma v >_{\mathrm{i}} \varepsilon_{\mathrm{Fi}} V \tag{1}$$

这里，下标 i 表示 ^{6}Li-D 燃料的第 i 个核反应道，求和表示考虑了所有可能的反应道。n 为燃料核的数密度, ε_{F} 为每次反应释放的能量, $< \sigma v >$ 为反应截面和速度的卷积, 即核反应的速度分布权重截面，也被称作天体物理反应率[13]。等离子体环境中发生核反应的能源由离子的热运动提供，离子的速度为麦克斯韦-玻尔兹曼分布，平均能量为 $1.5kT$，其中 k 为玻尔兹曼常数，T 为等离子体的温度。因此，天体物理反应率是一个随温度 T 变化的物理量。核天体物理学家为了研究宇宙中元素的起源，获取了大量的天体物理反应率数据。图 1 中给出了后文计算需要用到的天体物理反应率数据。其中，^{3}He(d, p)^{4}He 和 D(t, n)^{4}He 的天体物理反应率曲线来自国际核天体物理反应 REACLIB 数据库[14]；^{6}Li(d, pα)T、^{6}Li(d, nα)^{3}He 和 ^{6}Li(d, n)^{7}Be 三个反应的天体物理反应率曲线是我们根据 Mcnally 等人[15] 的数据拟合得到；^{6}Li(d, p)^{7}Li 和 ^{6}Li(d, α)^{4}He 的天体物理反应率曲线采用了 Fang 等人[16] 最新给出的参数化方程。本文采用的 ^{6}Li(d, p)^{7}Li 和 ^{6}Li(d, n)^{7}Be 天体物理反应率在同温度下相较 REACLIB 数据库降低了约一个数量级。当温度一定时，$< \sigma v >$ 的值固定不变，聚变反应产生的能量功率仅与反应物的数密度有关。依据电荷数守恒，等离子体的电子数密度与离子数密度之间的关系为 $n_{\mathrm{e}} = 3n_{\mathrm{Li}} + n_{\mathrm{D}}$，代入 (1) 式计算可知：当 $n_{\mathrm{e}} = 2n_{\mathrm{D}} = 6n_{\mathrm{Li}}$ 时，聚变反应产生能量的功率取得最大值。为了简化计算，后文将依照这种比例关系把 D 和 ^{6}Li 的数密度用电子数密度 n_{e} 表示。

高温等离子体中聚变反应在释放能量的同时还存在一些能量损失过程，其中包括轫致辐射、杂质辐射、复合辐射和回旋辐射等。其中，杂质辐射和复合辐射相对较小，可以忽略。轫致辐射是电子和离子相互作用时产生的电磁辐射，对于 ^{6}Li-D 燃料轫致辐射的功率密度可以表示为[17]:

$$S_{\mathrm{B}} = C_{\mathrm{B}} n_{\mathrm{e}}^2 T_{\mathrm{e}}^{1/2} Z_{\mathrm{eff}} \tag{2}$$

其中, C_{B}=5.34×10^{-37} W · m^3·keV$^{-1/2}$, 被称为轫致辐射常数[12]。^{6}Li-D 燃料满足 $Z_{\mathrm{eff}} = (Z_{\mathrm{Li}}^2 n_{\mathrm{Li}} + Z_{\mathrm{D}}^2 n_{\mathrm{D}})/n_{\mathrm{e}} = 2$。为方便起见，我们使用玻尔兹曼常数和温度的乘积 kT 来表示温度, 单位为 keV。在高温环境中, 相对论效应可能会导致轫致辐射的功率有很大的提升，因而必须加以考虑。在这里，我们采用 Svensson[18] 给出的拟合公式，该公式在很大的温度和有效电荷范围内与 Heitler 等人[19] 的计算结果符合较好[20]:

$$\gamma(Z_{\mathrm{eff}}) = Z_{\mathrm{eff}}(1 + 1.78t^{1.34}) + 2.12t(1 + 1.1t + t^2 - 1.25t^{2.5}) \tag{3}$$

其中，$t = T_{\mathrm{e}}/(m_{\mathrm{e}}c^2)$ 是一个无量纲参数。在此基础上，轫

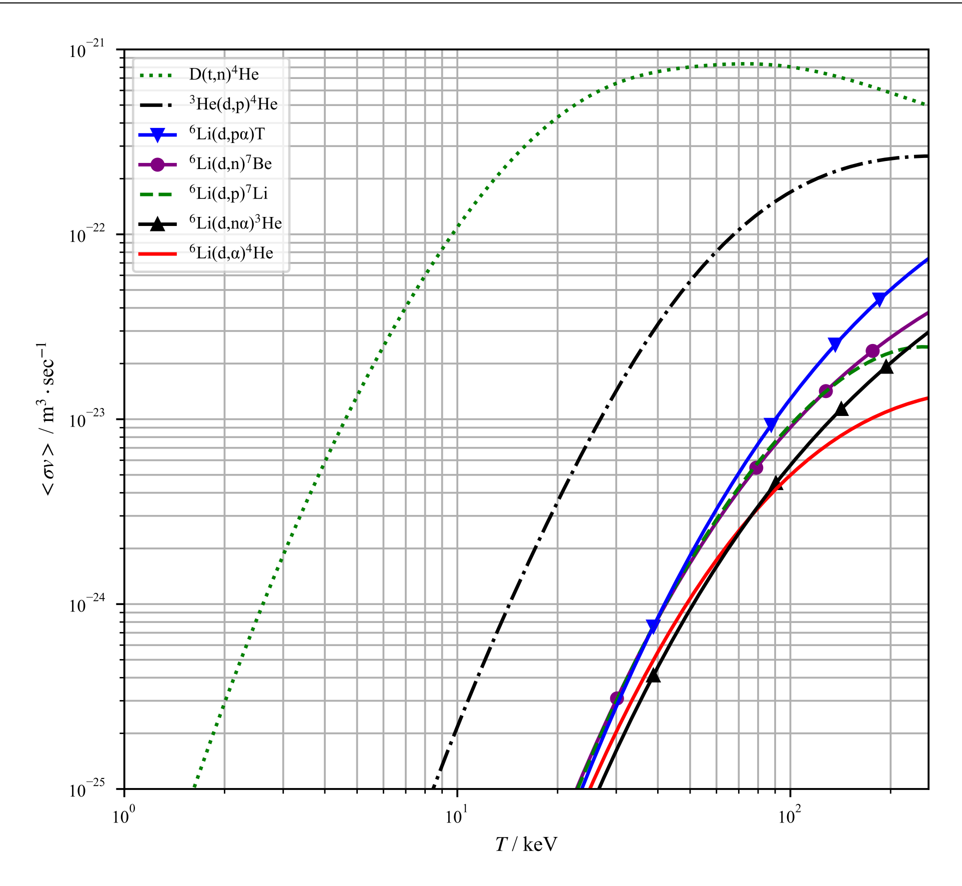


图 1 (在线彩图) 部分轻核反应的天体物理反应率 $<\sigma v>$ 随热能 T 的变化曲线。其中，温度 T 的单位为 keV，天体物理反应率的单位为 $m^3 \cdot sec^{-1}$。点线和点划线基于 REACLIB 数据库[14]；虚线和未带标记的实线来源于 Fang 等人[16] 给出的 $^6Li(d,\alpha)^4He$ 和 $^6Li(d,p)^7Li$ 天体物理反应率参数化方程；带标记的实线则由 Mcnally 等人[15] 给出的 $^6Li(d,n)^7Be$、$^6Li(d,n\alpha)^3He$ 和 $^6Li(d,p\alpha)T$ 的天体物理反应率数据拟合得到。图例中排列顺序与 T=200 keV 处各线排列顺序相同。

致辐射的功率密度公式 (2) 被修正为:

$$S_B = C_B n_e^2 T_e^{1/2} \gamma(Z_{eff}) \tag{4}$$

回旋辐射是带电粒子在磁场中受到洛伦兹力的作用产生的辐射。回旋辐射的功率密度可以表示为[21]:

$$S_{cyc} = A_{cyc} n_e B^2 T_e \phi \tag{5}$$

其中，B 为磁场强度，ϕ 为吸收修正因子[22-23]，$A_{cyc} = 6.3\times10^{-20}\,J\cdot eV^{-1}\cdot T^{-2}\cdot s^{-1}$。不同磁场强度下的回旋辐射功率密度随温度的变化曲线如图 2 所示。作为比较，我们也在图 2 中画出了韧致辐射功率密度随温度的变化。可以发现，在我们关心的温度 (~200 keV) 附近，磁场小于2 T 时，回旋辐射功率密度远小于韧致辐射功率密度，可以忽略不计。在磁场较大的情况下，回旋辐射功率密度会超过韧致辐射功率密度，必须加以考虑。本工作仅考虑回旋辐射可以忽略的情况。

为了简化计算，本工作中均假定离子温度与电子温度相同。^{6}Li-D 燃料韧致辐射功率在进行相对论修正后的结果如图 3 所示。可以发现，在我们关心的温度 (~200 keV) 附近，考虑相对论效应后的辐射功率是原来的 2.1 倍。这表明相对论效应的影响不能被忽略，本文的计算中均考虑相对论效应修正后的韧致辐射功率密度 S_{BR}。

当等离子体的韧致辐射的功率大于聚变反应的功率时，等离子体的温度就会降低并导致聚变核反应的速度减小，从而打破等离子体的动态平衡，并终止聚变反应进程。因此，为使聚变核反应能持续发生，聚变燃料反应产生能量的功率应大于或等于韧致辐射损耗能量的功率，即 $P_F \geq P_B = S_B V$:

$$\sum_i \frac{1}{12} n_e^2 <\sigma v>_i \varepsilon_{Fi} V \geqslant C_B n_e^2 T^{1/2} \gamma(2) V \tag{6}$$

将等式两边同除以体积 V，可得到核反应产能功率密度 ($S_C = P_F/V$) 和韧致辐射功率密度 S_B 条件关系。它们随温度 T 的变化关系如图 4 所示。可以看出，为实现等离子体的能量收支平衡，要求 $S_C \geq S_B$，要达到该条件，必须有 $T \geq 180$ keV，该温度是维持等离子体能量收支平衡的理想温度，被称为点火温度。可以看出，^{6}Li-D 燃料

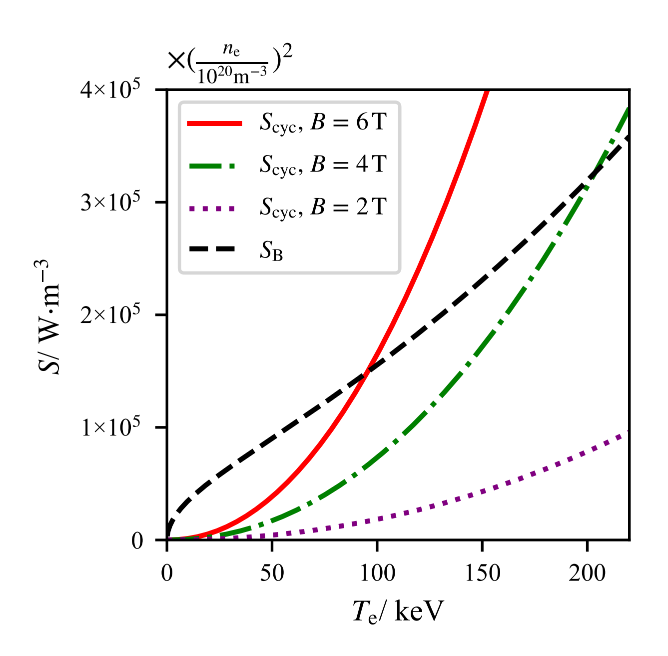


图 2　(在线彩图) 不同磁场条件下回旋辐射功率密度 S_{cyc} 与轫致辐射功率密度 S_B 和电子温度 T_e 的关系。

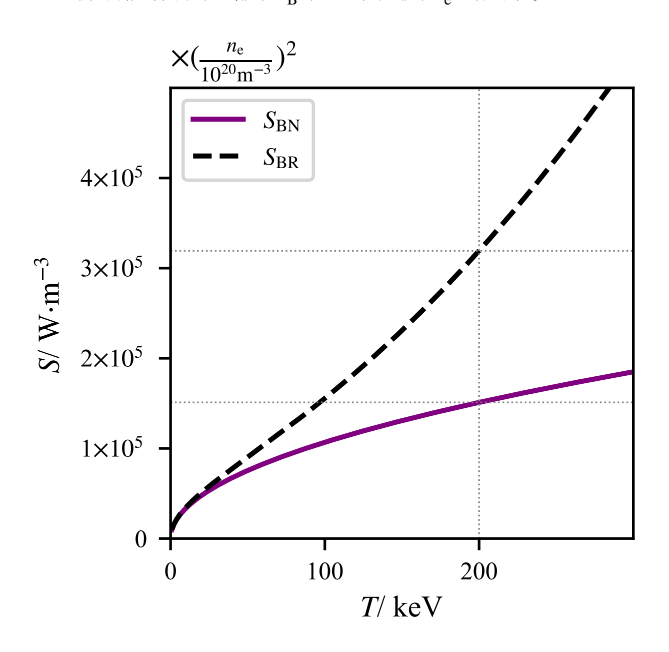


图 3　(在线彩图) 在 $T_e=T_i$ 的情况下，考虑相对论效应后轫致辐射功率密度 S_{BR} 与不考虑相对论效应的轫致辐射功率密度 S_{BN} 和温度 T 的关系。

的理想点火温度是180 keV，约为 D-T 核聚变点火温度（4.3 keV）的 41 倍。仅从点火温度判断，实现 ^{6}Li-D 的自持核聚变要比 D-T 核聚变更加困难。

2　^{6}Li-D 聚变的劳森判据和三乘积

在上个世纪中叶，英国科学家劳森对此聚变过程进行了深入细致地研究[24]：为综合考虑等离子体的能量得失，定义能量增益因子 Q，其可以表示为热核聚变释放的能量 (P_{out}) 与形成等离子体为维持动态平衡至少需要吸收的总能量 (P_{in}) 的比值。为了实现自持核聚变，聚变装置的能量增益因子 Q 应当不低于 1，即有：

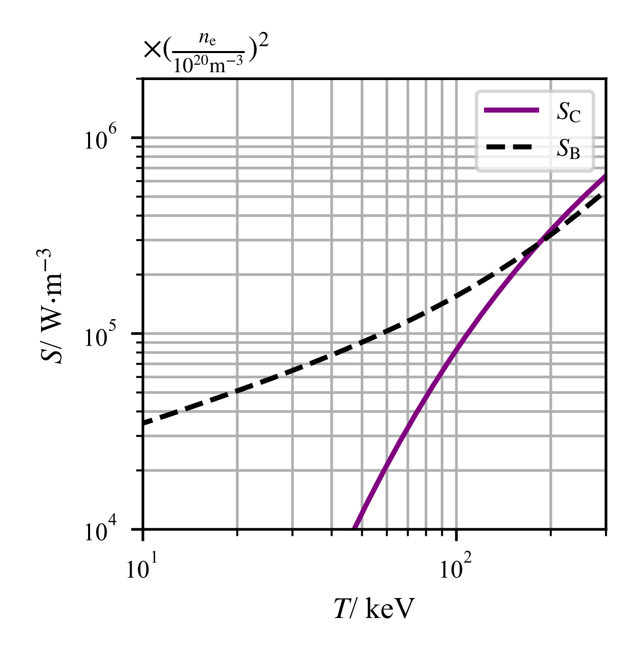


图 4　(在线彩图) 在 $T_e=T_i$ 的情况下，核反应产能功率密度 S_C 与轫致辐射功率密度 S_B 和温度 T 的关系。

$$Q=\frac{P_{out}}{P_{in}}\geqslant 1 \tag{7}$$

用这个要求可以导出自持核聚变的温度和密度条件，得到的条件被称作劳森判据。劳森判据至今仍然是指导核聚变研究的重要依据，也在以后的聚变研究中得以发展改进[17,25-27]。目前，人们习惯用聚变三乘积（等离子体的温度、密度和约束时间的乘积）公式来评价聚变研究堆离实现自持核聚变还有多大的距离。本工作也使用聚变三乘积来估算实现 ^{6}Li-D 核装置自持核反应的条件。

首先，仿照 Wurzel 等人[17] 的做法，我们考虑一个脉冲场景：等离子体被外部热源瞬时加热到温度 T，并在该温度下维持时间 τ。此后，轫致辐射和所有聚变反应产物逃逸，并参与下一脉冲的形成。在这种情形下，等离子体达到平衡温度需要的能量等于其中所有物质升温所需要的热能 $3/2(n_e+n_i)TV$ 与脉冲持续时间 τ 内等离子体为维持温度和密度平衡所需吸收的能量 τP_a 之和。其中，平衡状态下的等离子体吸收能量功率 P_a 近似等于轫致辐射能量损失功率 P_B。此时，系统的能量增益因子 Q 可以表示为：

$$Q=\frac{\tau P_F}{\tau P_a+\frac{3}{2}(n_e+n_i)TV} \tag{8}$$

为了更加接近实际实验条件，我们在公式中额外考

虑了热传导损失和带电聚变产物的自加热效应，并用约束时间 τ_E 来表征通过热传导离开等离子体时标[17]。在 τ_E 时间内，热传导还没来得及把能量带走，此时等离子体保持功率平衡的公式可以表示为:

$$P_a + P_C = P_B + \frac{3}{2}(n_e + n_i)TV/\tau_E \tag{9}$$

式中，$P_C = \sum_i f_{ci} P_{Fi}$ 代表核聚变反应产生的带电粒子所携带的能量，f_{ci} 为 ^{6}Li-D 核反应不同出射道中带电粒子所占的能量分数。因为中性粒子, 比如中子和中微子, 携带的能量很难被回收利用，在计算中不予考虑。在本工作考虑的反应中, ^{6}Li(d, p)^{7}Li、^{6}Li(d, α)^{4}He 和 ^{6}Li(d, pα)T 反应的 f_c 值为 1。^{6}Li(d, nα)^{3}He 和 ^{6}Li(d, n)^{7}Be 反应的 f_c 值分别为 0.14 和 0.63。

将由 (9) 式计算得到的 P_a 代入 (8) 式得到:

$$Q = \frac{P_F}{P_B - P_C + \frac{3}{2}(n_e + n_i)TV/\tau_{eff}} \tag{10}$$

式中，$\tau_{eff} = \tau\tau_E/(\tau + \tau_E)$ 为装置对等离子体的有效约束时间。在传导时间 τ_E 远小于脉冲时间 τ 时，τ_{eff} 可以近似为 τ_E。对 (10) 式微分可以得知，^{6}Li 和 D 的数密度比例在接近于 3 时可以获得最大的能量增益因子，因此前文假定的 ^{6}Li 和 D 的比例是合理的。

把 P_F、P_B 和 P_C 的表达式代入 (10) 式，并将参数 $n_e\tau_E$ 单独置于公式左侧，即可获得在对应能量增益因子 Q 的情况下 ^{6}Li-D 燃料反应堆的劳森判据表达式[28]:

$$n_e\tau_E = \frac{30T}{\sum_i \varepsilon_{Fi}(Q^{-1} + f_{ci}) < \sigma v >_i - 12C_B\gamma(2)T^{1/2}} \tag{11}$$

考虑到温度 T 也是反应堆能达到自持核反应的重要条件，目前普遍采用离子数密度 n_i、温度 T 和约束时间 τ_E 三者之间的三乘积来作为判定自持核聚变是否能够实现的新判据，取代了电子数密度 n_e 和约束时间 τ_E 之间的二乘积[17]。将 (11) 式两侧同乘以温度 T, 并将等式左侧的电子数密度 n_e 更改为离子数密度 n_i 即得到聚变三乘积的劳森判据公式[29]:

$$n_iT\tau_E = \frac{20T^2}{\sum_i \varepsilon_{Fi}(Q^{-1} + f_{ci}) < \sigma v >_i - 12C_B\gamma(2)T^{1/2}} \tag{12}$$

当聚变装置满足 $n_iT\tau_E$ 所需要的温度、密度和约束时间条件时，其能量增益因子 Q 大于等于 1，这时就可以认为该聚变装置有实现自持核聚变的潜力。

根据上述公式，可以绘制出聚变三乘积随温度的变化曲线, 从而直观地看出装置实现的难易程度。在图 5 中, 我们给出了 ^{6}Li-D 燃料、D-T 燃料和 ^{3}He-D 燃料在能量增益因子 Q 等于 1 的情况下的聚变三乘积 $n_iT\tau_E$ 与温度 T 的关系曲线。本计算得到的 ^{3}He-D 燃料和 D-T 燃料聚变三乘积曲线与 Nevins[5]、Wurzel[17] 和 Alper[28] 等人的计算结果基本一致, 说明本计算结果合理、可靠。从图 5 中的曲线可以看出: 密度、温度和约束时间的三乘积 $n_iT\tau_E$ 至少需要达到4.9×10^{23} m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s 才可以实现 ^{6}Li-D 燃料的自持核聚变，产生 Q 值大于等于 1 的能量增益，这比 Mcnally 等[12]1981 年的计算结果降低了约一个数量级，这可能是因为他们的计算高估了杂质对三乘积的影响。^{6}Li-D 燃料发生自持核聚变所需 $n_iT\tau_E$ 的最小值约为 ^{3}He-D 核聚变的 20 倍 ($n_iT\tau_E = 2.2\times10^{22}$ m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s)、D-T 核聚变的 1000 倍 ($n_iT\tau_E = 4.8\times10^{20}$ m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s)。从实现自持核聚变所需温度的角度来看, ^{6}Li-D 燃料在满足最小 $n_iT\tau_E$ 值条件下发生自持核聚变所需的温度 (T=216 keV) 约为 D-T 燃料的 15 倍 (T=14 keV)、^{3}He-D 燃料的 4 倍 (T=57 keV)。这意味着研发以 ^{6}Li-D 为燃料的聚变堆在当前仍具有很高的挑战性，还需要付出很大的努力。

3 结论

D 和 ^{6}Li 引起的核聚变反应能够在温度较低的天体环境中发生,因此 ^{6}Li-D 燃料被视为是未来核聚变反应堆的备选燃料之一。本文使用国际上最新的反应率数据, 并考虑到相对论效应和能量回收效率对自持核聚变条件的影响, 计算了基于 ^{6}Li-D 核燃料实现自持核聚变的 $n_iT\tau_E$ 三乘积劳森判据。计算结果表明，在回旋辐射可以忽略的情况下通过 ^{6}Li-D 等离子体核反应获得大于等于 1 的能量增益在理论上是可能的，其要求 $n_iT\tau_E$ 聚变三乘积达到4.9×10^{23} m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s。尽管该三乘积结果相较之前的计算 ($n_iT\tau_E = 1.4\times10^{24}$ m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s)[12] 降低了约 1 个数量级，但仍比国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划建造的氘氚聚变实验堆的聚变三乘积1×10^{20} m$^{-3}\cdot$keV$\cdot$s[22-23,30] 要高出三个数量级。实际上, 如果想要忽略回旋辐射的影响，磁约束装置中的等离子体需要具有较大的 β 值[31]。假设能量约束时间为50 s，温度为200 keV，则实现 ^{6}Li-D 燃料聚变点火所需的电子数密度为5×10^{19} m^{-3}。此时如果限制磁场强度低于2 T，那么等离子体的 β 值需要大于 1。而当前最先进的托卡马克装置中等离子体的 β 值仅有百分之几[32]，这意味着现有的托卡马克装置无法满足 ^{6}Li-D 燃料聚变点火所需的等离子体约束条件。目前国际上正在开展 β 值大于 1 的等离子体磁惯性约束聚变 (Magneto-Inertial Fusion)[33] 研究工作。我国在该领域的研究几乎还是空白，需要增加投入推动相关研究。此外, 通过设计创新的等离子体约束装置，提高反应物之间的相对速度从而增加聚变功率[34-35] 可以降低聚变三乘积。

^{6}Li 和 D 在自然界储量丰富，核燃料相对廉价且容易获得，且 ^{6}Li-D 燃料反应时产生的中子通量小, 对环境和仪器造成的损伤也较小。因此，^{6}Li-D 燃料可以作为未来实现可控核聚变的一种备选方案。尽管目前实现 ^{6}Li-D

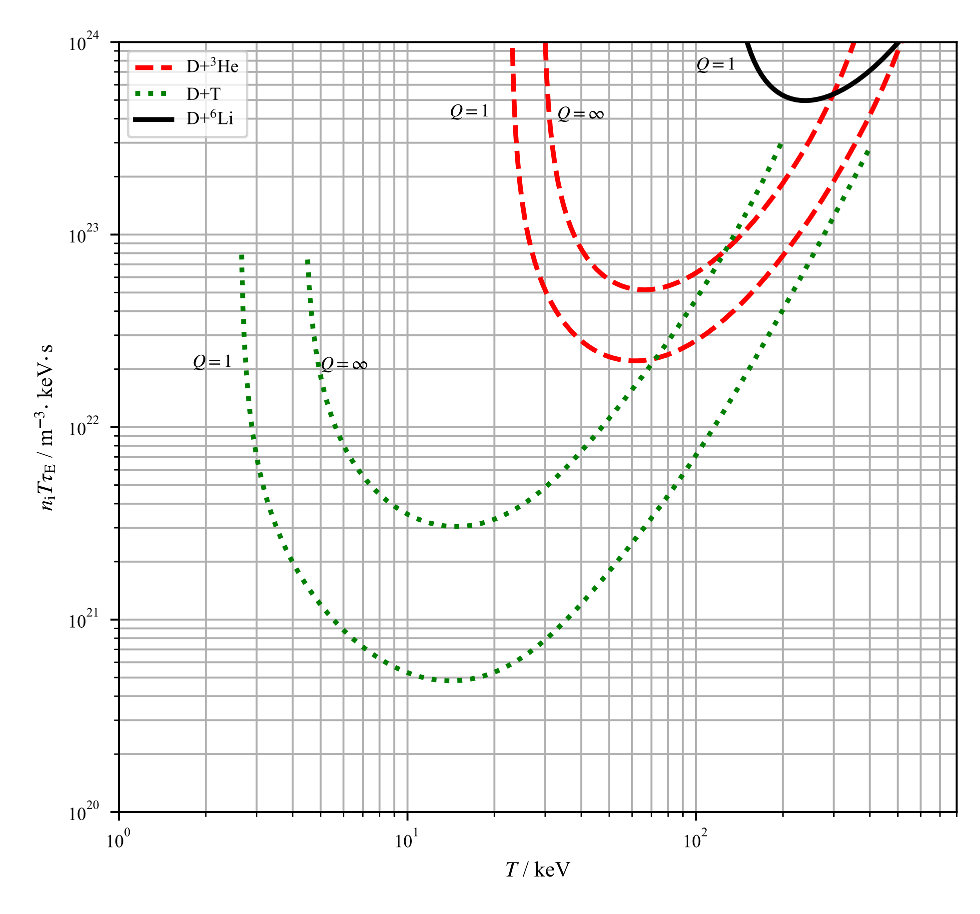


图 5 (在线彩图)^{6}Li-D 燃料、D-T 燃料和 ^{3}He-D 燃料的聚变三乘积在不同能量增益因子下对等离子体温度的依赖关系。

自持核聚变有诸多困难，但随着核聚变研究的进步，相信人们可以积累更多的知识，更加深入地推进 ^{6}Li-D 反应堆的研究。

参考文献

[1] DING Houchang, HUANG jinhua, SHENG guangzhao, et al. Fusion energy - new energy for the 21st century[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1998. (in Chinese)
(丁厚昌, 黄锦华, 盛光昭等. 聚变能——21 世纪的新能源[M]. 北京: 原子能出版社, 1998.)

[2] DING Houchang, HUANG jinhua. Chin J Nat, 2006, 28(3): 143. (in Chinese)
(丁厚昌, 黄锦华. 自然杂志, 2006, 28(3): 143.)

[3] EDDINGTON A S. The internal constitution of the stars[M]. Cambridge:Cambridge University Press, 1988.

[4] HAWKING S. Brief answers to the big questions[M]. Bantam, 2018.

[5] NEVINS W M. Journal of Fusion Energy, 1998, 17(1): 25. DOI: 10.1023/A:1022513215080.

[6] MCNALLY J R. Reactivity of advanced fusion fuels[R]. Oak Ridge National Lab, 1974.

[7] CROCKER V, BLOW S, WATSON C. Nuclear cross-section requirements for fusion reactors[C]//Proceedings of Second International Conference on Nuclear Data for Reactors, Vol. I. Helsinki: International Atomic Energy Agency, 1970: 67.

[8] PALLA F, BARAFFE I. Astronomy & Astrophysics, 2005, 432(2): L57. DOI: 10.1051/0004-6361:200500020.

[9] NELSON L, RAPPAPORT S, CHIANG E. Astrophysical Journal, 1993, 413(2): 364. DOI: 10.1086/173004.

[10] MCNALLY J R. Nuclear Fusion, 1973, 13(1): 289. DOI: 10.1088/0029-5515/13/2/019.

[11] MCNALLY J R. Nuclear Fusion, 1971, 11(2): 187. DOI: 10.1088/0029-5515/11/2/013.

[12] MCNALLY J R. Nuclear Technology-Fusion, 1982, 2(1): 9. DOI: 10.13182/FST2-1-9.

[13] ILIADIS C. Nuclear physics of stars[M]. John Wiley & Sons, 2015.

[14] CYBURT R H, AMTHOR A M, FERGUSON R, et al. The Astrophysical Journal Supplement Series, 2010, 189(1): 240. DOI: 10.1088/0067-0049/189/1/240.

[15] MCNALLY J R, ROTHE K E, SHARP R D. Fusion reactivity graphs and tables for charged particle reactions[EB/OL]. DOI: 10.2172/5992170.

[16] FANG K, ZOU J, HE H, et al. Phys Rev C, 2016, 94(5): 054602. DOI: 10.1103/PhysRevC.94.054602.

[17] WURZEL S E, HSU S C. Physics of Plasmas, 2022, 29(6). DOI: 10.1063/5.0083990.

[18] SVENSSON, R. Astrophysical Journal, 1982, 258: 335. DOI: 10.1086/160082.

[19] HEITLER W. The quantum theory of radiation[M]. Courier Corporation, 1984.

[20] PUTVINSKI S, RYUTOV D, YUSHMANOV P. Nuclear Fusion, 2019, 59(7): 076018. DOI: 10.1088/1741-4326/ab1a60.
[21] MILEY G H, HARMS A, SCHOEPF K, et al. Principles of fusion energy: An introduction to fusion energy for students of science and engineering[M]. World Scientific, 2008.
[22] AYMAR R, BARABASCHI P, SHIMOMURA Y. Plasma physics and controlled fusion, 2002, 44(5): 519. DOI: 10.1088/0741-3335/44/5/304.
[23] SIPS A C, et al. Plasma physics and controlled fusion, 2005, 47(5A): A19. DOI: 10.1088/0741-3335/47/5A/003.
[24] LAWSON J D. Proceedings of the physical society Section B, 1957, 70(1): 6. DOI: 10.1088/0370-1301/70/1/303.
[25] ABU-SHAWAREB H, ACREE R, ADAMS P, et al. Phys Rev Lett, 2022, 129(7): 075001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.075001.
[26] MILLS R G. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1971, 18(4): 205. DOI: 10.1109/TNS.1971.4326341.
[27] ZHOU C, BETTI R. Physics of Plasmas, 2008, 15(10). DOI: 10.1063/1.2998604.
[28] ALPER I B, GODES A I, SHABLOV V L. Journal of Physics: Conference Series, 2021, 2103(1): 012197. DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012197.
[29] MCNALLY J R. Nuclear Fusion, 1977, 17(6): 1273. DOI: 10.1088/0029-5515/17/6/014.
[30] MUKHOVATOV V, SHIMOMURA Y, POLEVOI A, et al. Nuclear fusion, 2003, 43(9): 942. DOI: 10.1088/0029-5515/43/9/318.
[31] FREIDBERG J P. Plasma physics and fusion energy[M]. Cambridge university press, 2008.
[32] HENDER T, WESLEY J, BIALEK J, et al. Nuclear fusion, 2007, 47 (6): S128. DOI: 10.1088/0029-5515/39/12/303.
[33] WURDEN G A, HSU S C, INTRATOR T P, et al. Journal of Fusion Energy, 2016, 35: 69. DOI: 10.1007/s10894-015-0038-x.
[34] ROSTOKER N, BINDERBAUER M W, MONKHORST H J. Science, 1997, 278(5342): 1419. DOI: 10.1126/science.278.5342.1419.
[35] VOLOSOV V. Nuclear Fusion, 2006, 46(8): 820. DOI: 10.1088/0029-5515/46/8/007.

Fusion triple product calculation for ^{6}Li-D thermonuclear reactors

TIAN Junwen[1], LI Zhihong[1], LI Yunju[1], LI Gexing[1], SONG Na[1], CHEN Chen[1], DONG Chao[1], LI Jiayinghao[1]

(*1. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

Abstract: Fusion triple product represents a crucial parameter for evaluating the potential of self-sustained fusion nuclear reactions. It employs the product of three physical properties: the fuel nuclei number density (n), plasma confinement time (τ_E) and fuel temperature (T) to establish a condition for assessing the feasibility of achieving self-sustained nuclear fusion. This study considers a fusion reaction system using ^{6}Li-D as nuclear fuel, neglects cyclotron radiation, incorporates the impact of relativistic effects on bremsstrahlung radiation and the impact of recycled energy on the energy gain factor Q. Based on this foundation, the minimum triple product ($n_i T \tau_E$=4.9 × 10^{23} m^{-3} · keV · s) is calculated for the ^{6}Li-D reaction to yield energy gain of Q=1. These results show that although the ^{6}Li-D fusion reaction can achieve a positive energy gain but the condition required for the ^{6}Li-D fusion reaction is more difficult than the D-T fusion reaction.

Key words: Lawson criterion; Fusion reactions; Bremsstrahlung radiations; Fusion energy gain factor

Received date: 06 Mar. 2024; **Revised date:** 06 Mar. 2024

Foundation item: Continuous-Support Basic Scientific Research Proiect; National Natural Science Foundation of China (U2267205,12275361); Strategic Research Project of China Institute of Atomic Energy(YZZLYJ-202305)

Corresponding author: LI Zhihong, E-mail: zhliciae@163.com